



TITLE:

スクィーズ状態と量子非破壊測定  
(基研長期研究会「進化の力学への  
場の理論的アプローチ」報告,研究会  
報告)

AUTHOR(S):

山本, 喜久

---

CITATION:

山本, 喜久. スクィーズ状態と量子非破壊測定(基研長期研究会「進化の力学への場の理論的アプローチ」報告,研究会報告). 物性研究 1988, 51(2): 220-225

ISSUE DATE:

1988-11-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/93498>

RIGHT:

## スクィーズ状態と量子非破壊測定

N T T 基礎研究所 山本喜久

スクィーズ状態と呼ばれる非古典的光(nonclassical light)を発生する研究<sup>1)</sup>と、その量子状態にじょう乱を与えることなく測定する量子非破壊測定(quantum non-demolition measurement)<sup>2)</sup>の研究が盛んに行われている。背景には、現在の光通信、光計測技術が、既に、真空場(またはコヒーレント状態<sup>3)</sup>)の量子雑音による壁(standard quantum limit)に到達し、これを突破する試みが具体的意味を持つようになってきていることが挙げられる。<sup>4)</sup> 同時に、このような研究を通して、量子力学の基礎、神秘的側面に、文字通り、“光”をあてることができないか、という期待感もあるように思える。ここでは、過去4年間、N T T 基礎研究所で行われた研究結果の中から、後者について、筆者が、どういう問題意識を持っているか、について述べてみたい。

## 1. スクィーズ状態の発生 —— 開放系の量子論について ——

スクィーズ状態と呼ばれるものには、直交位相振幅  $\hat{a}_1$  と  $\hat{a}_2$  の間で量子雑音の分配比を変えた直交位相スクィーズ状態<sup>5)</sup>と光子数  $\hat{n}$  と  $\sin \hat{S}$  (近似的には位相  $\hat{\phi}$ ) の間で量子雑音の分配比を変えた光子数一位相スクィーズ状態<sup>6)</sup>の2種類がある。密度行列の  $Q(\alpha)$  表示,  $\langle \alpha | \hat{\rho} | \alpha \rangle$ , (quasi probability density または伏見関数) を図1に示してある。前者は、光パラメトリック増幅器中の位相に依存した増幅-減衰過程で<sup>7)</sup>、後者は、ポンプゆらぎのないレーザー発振器中の振幅飽和一位相拡散過程で<sup>8)</sup>、それぞれ実際に発生された。

スクィーズ状態は、コヒーレント状態の統計的重ね合わせで表現できない(密度行列を  $P(\alpha)$  表現できない)ことから、しばしば非古典的光と呼ばれている。事実、サブポアソン光子数分布、アンチ・バンチング、サブショット雑音など、通常の光源では示さないいくつかの性質を持つ。<sup>9)</sup> しかし、量子力学という立場からみれば、共役観測の間で不確定さを任意に分配した最小不確定状態の概念は何も新しいものではない。コヒーレント状態が、光子計数や光ホモダイン検出など、測定の仕方によって、離散的なポアソン分布を示したり、連続的なガウス分布を示すことは、同様に不思議でもあり非古典的でもある。

スクィーズ状態の発生の研究が、新しい量子力学的知見に何らかの意味で貢献したとすれば、それは、スクィーズ状態を発生する開放系の検討を通して、これを記述する従来の量子光学理論には欠点があることを我々に知らしめたことであろう。開放系に対する従来の量子論的アプローチは、(1)系を少数自由度の“システム”とその他の“熱浴”に切り分け、両者の間に相互作用ハミルトニアンを設定する。(2)揺動散逸定理を用いて、熱浴の自由度を消去し、(3)システムの少数自由

度に関する運動方程式から、その量子統計的性質を求める、と整理される。このようにして計算されたシステムの量子状態は、一般には、実際に測定される物理量に対応しない。多くの場合、我々の測定器と相互作用している被測定量は、消去された“熱浴”の側にある。例えば、レーザーの量子論で計算されるのは、共振器内部電場の量子状態であるが、実験的に調べられるのは、共振器からの出力光の量子状態である。これは、連続スペクトルを持つ“loss oscillator”というモデル化された“熱浴”へのシステムからのいわば“反作用”である。両者の違いは、共振器への入射真空場と出力波の量子力学的干渉によって引き起こされるわずかなものであったため、レーザーが発明されて以来、30年近くにもわたって、理論家にも実験家にも見落とされてきた。しかし、スクィーズ状態の発生は、このわずかな量子雑音を抑圧することが目的であったため、上記の問題点が明らかになった。<sup>10)</sup> 事実、図2に示すように、光パラメトリック発振器にしても、ポンプゆらぎを抑圧したレーザーにしても、共振器内部電場のゆらぎの低周波成分は、ほぼコヒーレント状態に近いものであるにもかかわらず、共振器からの出力光のそれは、ほぼ完全にスクィーズされているのである。<sup>11)</sup>

このことは、開放系の量子論には、階層構造の概念と観測されているという番犬効果を取り入れるだけでは不十分で、相互作用の影響を両階層システムに対して同等の立場から取り扱う必要性があることを示唆している。

## 2. 光子対と量子非破壊測定 —— 波束の収縮について ——

非縮退光パラメトリック増幅器の出力信号光、アイドラー光の間で、光子数には、強い正の量子相関があり、位相には、同じくらい強い負の量子相関があることが明らかになった。<sup>12)</sup> これは、信号光とアイドラー光がちょうど位相共役の関係、 $\hat{a}_s \sim \hat{a}_i^\dagger$  になっていることに対応している。このような“光子対”は、直交位相スクィーズ状態として使うこともできるし、また、光子数一位相スクィーズ状態として使うことも可能である。事実、図3に示すように、アイドラー光の光子数  $\hat{n}_i$  を測定した場合には、信号光の波束は、光子数一位相スクィーズ状態に収縮するが、アイドラー光の1つの直交位相振幅  $\hat{a}_{i1}$  を測定した場合には、直交位相スクィーズ状態に収縮する。<sup>13)</sup> 光子対の持つ量子相関は、実験によっても確認され<sup>14)</sup>、スクィーズ状態よりレベルの高い非古典的光として注目されるようになっている。

光カー媒質中を信号光とプローブ光を伝搬させると、相互位相変調が起こる。信号光の光子数  $\hat{n}_s$  とプローブ光の位相  $\hat{\phi}_p$  の間に、そして、プローブ光の光子数  $\hat{n}_p$  と信号光の位相  $\hat{\phi}_s$  の間に、強い量子相関が形成される。前者により、プローブ光位相の破壊測定を通して信号光子数の量子非破壊測定が実現できる。<sup>15)</sup> このとき、後者により信号光の位相が乱され（量子コヒーレンスの消失）、これが測定の反作用となる。信号光子数の測定精度と位相への反作用雑音の間には、最小不確定関係が満足されており、これは量子非破壊測定後の信号光の波束が、図4に示すように、光子数一位相スクィーズ状態に収縮することに対応している。<sup>16)</sup> 量子非破壊測定

の実験も、現在数ヶ所の研究機関で進行中である。

光子対や量子非破壊測定概念は、スクィーズ状態に比べれば、比較的新しいものであるが、新しい量子力学的知見という観点からは、これらの研究を通して、情報の読み出し、消去と波束の収縮の関係が明らかになったことが最も意義深いと考える。“観測”による波束の収縮という非可逆過程を導く一般的アプローチは、

(1) システムとプローブの間に相互作用ハミルトニアンを設定して、ユニタリ変換を行い、両者の間に量子相関を形成する。(2) プローブを多数自由度系(巨視的な測定器の第1段階に相当する)に結合させ、(3) この言わば熱浴からの揺動が、プローブと量子相関のあるシステムに及び、被測定量(pointer observable)間の量子コヒーレンスを消失させる、と整理される。この場合、波束の収縮=非可逆過程→エネルギー散逸を伴う→多数自由度系への結合=巨視的測定器、という連鎖により問題の本質が解明されたように議論される。

もし、光子対の1つ、アイドラー光の光子数や1つの直交位相振幅を測定するかわりに、2つの直交位相振幅を、光ヘテロダイン検波により同時に測定したとすれば、図3に示したように、信号光はコヒーレント状態に収縮する。同様に、量子非破壊測定においても、プローブ光の位相を測定するかわりに、光子数を測定したとすれば、図4に示したように、信号光は、コヒーレント状態に収縮する。いずれの場合も、測定結果を用いて信号光に逆変調をかけることにより、入力のコヒーレント状態を再現することができる。パラメトリック増幅や相互位相変調後の信号光の簡約された密度行列  $\hat{\rho}_s^{(red)}$  を見ると、一見、量子コヒーレンスは消失し、波束の収縮が起きているかのように思えるが、実は、アイドラー光または、プローブ光の中(アイドラー光の2つの直交位相振幅やプローブ光の光子数や位相)にその情報は残されていたのである。波束の収縮は、これらの共役観測量の1つの情報を読み出すため、他方の情報を捨てたために起こったのである。量子非破壊測定についていえば、プローブ光の位相から信号光の光子数情報を類推するためには、信号光の位相情報(量子コヒーレンス)を支配しているプローブ光の光子数情報を消去せざるをえないのである。この場合には、システムの観測量Aの情報を、プローブの観測量aの測定を通して読み出す → プローブの共役観測量bについての測定はできない → bによるシステムの共役観測量Bへの反作用雑音についての情報が消去される → 量子コヒーレンスの消失(波束の収縮)、という連鎖が問題の本質のよう思える。

### 3. 可逆論理とメモリ —— 情報の消去とエネルギー散逸について ——

1 bitの情報を読み出し、あるいは処理するためには、 $k_B T \ln 2$ のエネルギー散逸が必要である、という考え方が多くの人々に無批判に受け入れられてきたように思える。Maxwellの悪魔をexorcizeしたSzilard<sup>17)</sup>やBrillouin<sup>18)</sup>が、情報の読み出しと消去の違いを、必ずしも明確に峻別しなかったせいもある。最近になって、Fredkin gate<sup>19)</sup>やFeynman gate<sup>20)</sup>と呼ばれる可逆論理回路や非破壊で読み出し、書

Fredkin gate<sup>19)</sup>やFeynman gate<sup>20)</sup>と呼ばれる可逆論理回路や非破壊で読み出し、書き込み可能なメモリ<sup>21)</sup>が、非古典的光や量子非破壊測定概念を用いて、光子1つ、原子1つで実現できることが示され、 $k_B T \ln 2$ は散逸されるべきエネルギーではなく、システムが持っていなければならないエネルギーであることが明らかにされた。エネルギー散逸は、得られた情報を消去して、新たな測定あるいは処理に備えるために必要であること、それにより第2法則が守られることが示された。<sup>22)</sup>

これらのことは、観測による波束の収縮という非可逆過程を理解する上で、どの情報を読み出すかよりも“どの情報を捨てるか”の方が重要であることを示唆している。

1. 最近の研究成果は次の特集号に集められている。

- J. Opt. Soc. Am. B4 (1987. Oct.)
2. V. B. Braginsky et al., Science 209, 547 (1980); C. M. Caves et al., Rev. Mod. Phys. 52, 341 (1980); Y. Yamamoto et al., Proc. 2nd Int. Symp. Foundations of Quantum Mechanics, 265 (1986, Tokyo)
3. J. R. Klauder et al., Coherent States (World Scientific, 1985)
4. Y. Yamamoto et al., Rev. Mod. Phys. 56, 1001 (1986); Y. Yamamoto et al., “Quantum mechanical limits in optical precision measurement and communication,” Progress in Optics (1988)
5. H. Takahashi, Adv. Commun. Syst. 1, 227 (1965)
6. R. Jackiw, J. Math. Phys. 9, 339 (1968)
7. L. A. Wu et al., Phys. Rev. Lett. 57, 2520 (1986)
8. S. Machida et al., Phys. Rev. Lett. 58, 1000 (1987)
9. D. F. Walls, Nature 306, 141 (1983); 山本、日本物理学会誌 42, 528 (1987)
10. Y. Yamamoto et al., IEEE J. Quantum Electron. QE-22, 2032 (1986); O. Nilsson et al., IEEE J. Quantum Electron. QE-22, 2043 (1986)
11. Y. Yamamoto et al., Phys. Rev. A34, 4025 (1986)
12. G. Bjork et al., Phys. Rev. A37, 125 (1988) and refs. in it.
13. K. Watanabe et al., to be published
14. A. Heidman et al., Phys. Rev. Lett.
15. N. Imoto et al., Phys. Rev. A32, 2287 (1985)
16. M. Kitagawa et al., Phys. Rev. A35, 5270 (1987)
17. L. Szilard, Z. Phys. 53, 840 (1929)
18. L. Brillouin, Science and Information Theory (Academic, New York, 1956)
19. E. Fredkin et al., Int. J. Theoret. Phys. 21, 905 (1982)
20. R. P. Feynman, Opt. News, 11, 11 (1985)
21. K. Igeta et al., to be published
22. C. H. Bennett. Sci. Am. (1988)

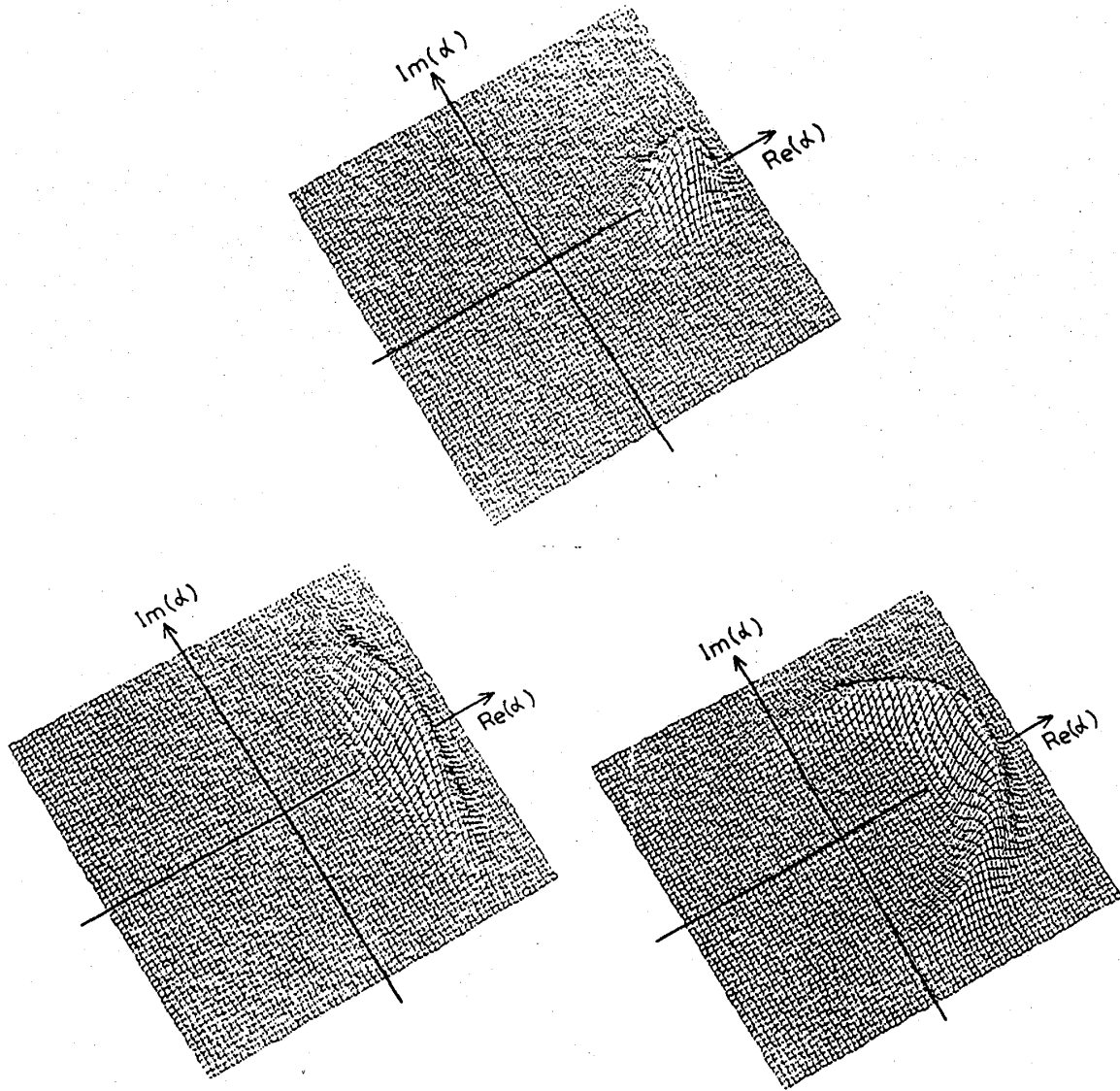


図1. コヒーレント状態、直交位相スクィーズ状態、光子数一位相スクィーズ状態の  $Q(\alpha)$  表示,  $\langle \alpha | \hat{\rho}_s | \alpha \rangle_s$ 。

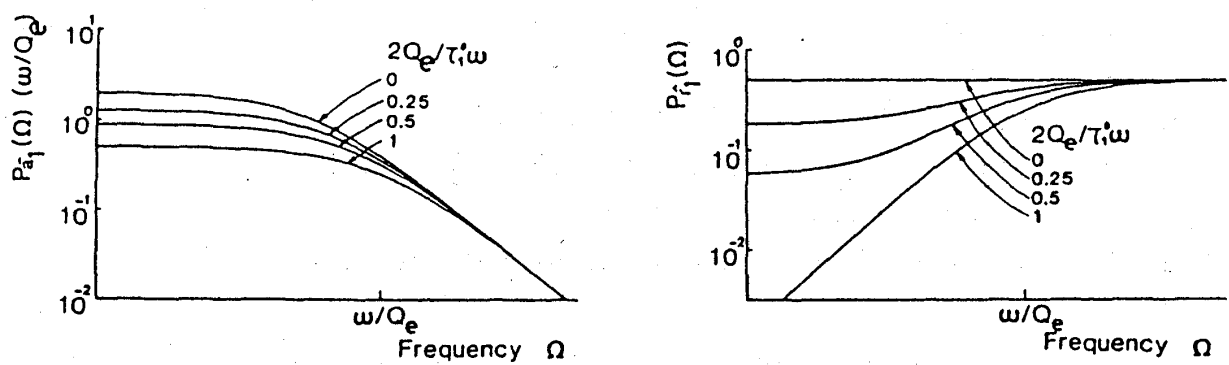


図2. 縮退パラメトリック増幅器の (a) 共振器内部光と (b) 出力光の振幅雑音スペクトル、 $\frac{2Q_e}{\omega\tau_1}$  は規格化ポンプレートで、1は発振しきい値に相当。

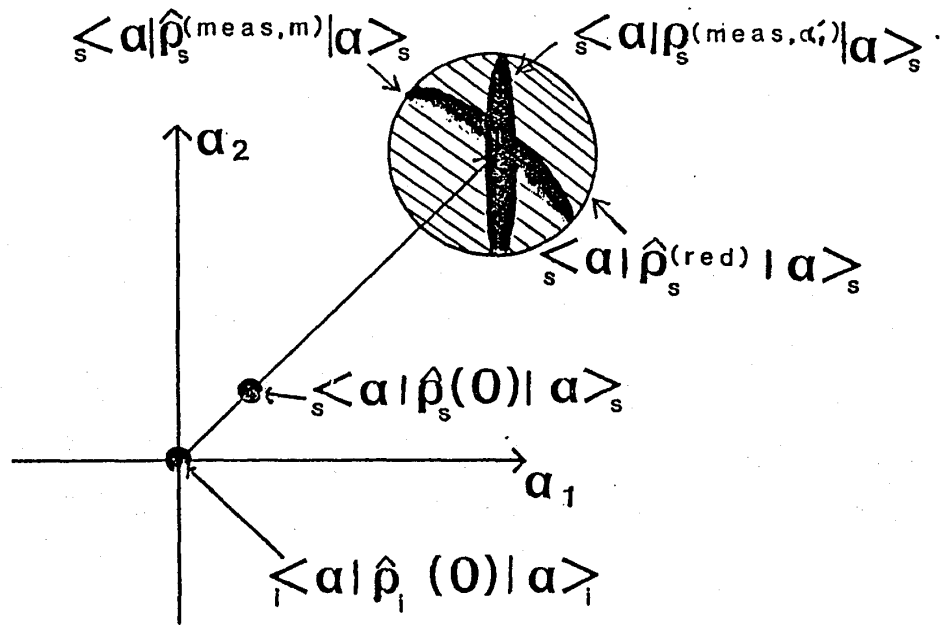


図3. 非縮退パラメトリック増幅器の入力信号光（コヒーレント状態） $\hat{\rho}_s(0)$ 、出力信号光 $\hat{\rho}_s^{(red)}$ の $Q(\alpha)$ 表示。アイドラー光の光子数測定、1つの直交位相振幅測定、2つの直交位相振幅測定に対する条件付密度行列、 $\hat{\rho}_s^{(meas, m)}$ 、 $\hat{\rho}_s^{(meas, \alpha_1)}$ 、 $\hat{\rho}_s^{(meas, \alpha)}$ の $Q(\alpha)$ 表示も示してある。

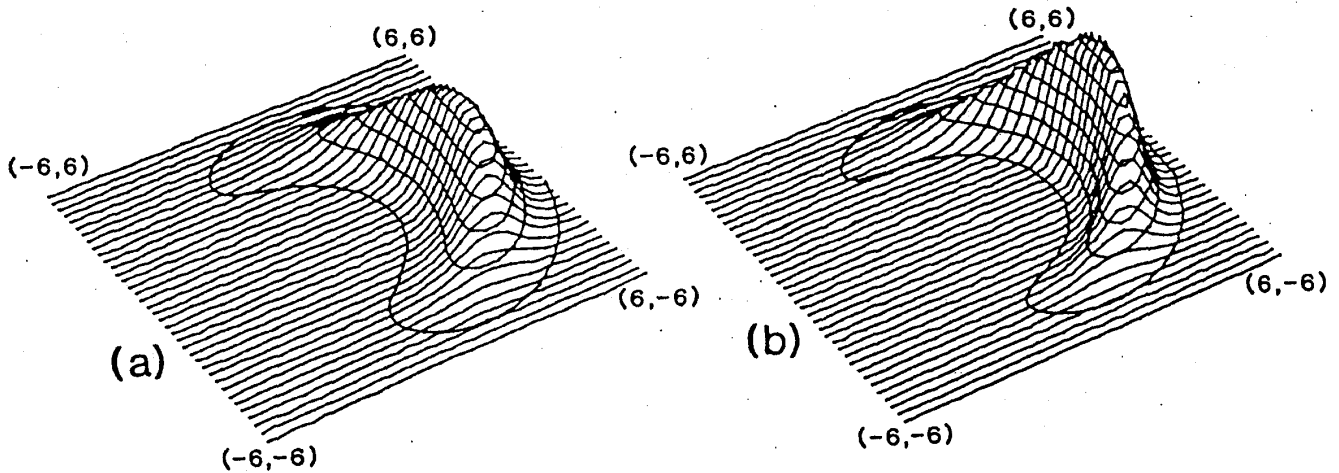


図4. 量子非破壊測定器の出力信号光  $\hat{\rho}_s^{(red)}$  プローブ光の位相測定後の条件付密度行列  $\hat{\rho}_s^{(meas, \phi)}$  の $Q(\alpha)$ 表示も示してある。